3262

Die

Doppeloszillation des Barometers

insbesondere

im arktischen Gebiete

Von der Kgl. Technischen Hochschule zu München
zur Erlangung der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften
genehmigte Dissertation

Vorgelegt von

Eugen Alt
Adjunkt der Kgl. bayer. meteorologischen Zentralstation

Referent: Prof. Dr. Sebastian Finsterwalder
Korreferent: Prof. Dr. Robert Emden

Braunschweig
Druck von Friedrich Vieweg und Sohn
1909

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547407_0025

Die Doppeloszillation des Barometers, insbesondere im arktischen Gebiete.

Mit 14 Figuren.

1. Die bisherigen Forschungsergebnisse.

Obschon die ersten Beobachtungen der Doppeloszillation des Barometers bis in die zweite Hälfte des 17. oder nach bestimmteren Mitteilungen wenigstens bis zum Beginne des 18. Jahrhunderts zurückreichen, so konnte doch erst im Jahre 1832 Kämtz in seinem zu Halle erschienenen „Lehrbuche der Meteorologie“ aussprechen, daß die Existenz der Doppeloszillation des Barometers an allen Orten der Erde als sicher erwiesen anzusehen sei. Die folgenden Jahre brachten keinen wesentlichen Fortschritt in der Erkenntnis der wahren Natur der Luftdruckschwankung und die Darstellung, welche E. E. Schmid in seinem zu Leipzig im Jahre 1860 erschienenen „Lehrbuche der Meteorologie“ über das Phänomen gibt, weicht, abgesehen von rein materiellen Erweiterungen, nur unbedeutend von der Kämtzschen Berichterstattung ab. Alle Erklärungsversuche, welche von verschiedenen Forschern angestellt wurden, erwiesen sich in der Folge als unhaltbar, da die Doppelschwankung des Luftdruckes immer nur als lokales, niemals als terrestrisches Phänomen aufgefaßt worden war. Erst als Hann und Angot fast gleichzeitig ihre grundlegenden Arbeiten über die tägliche Barometeroszillation veröffentlichten, war eine gesunde Basis zum Ausbau einer Theorie geschaffen[1]). Es darf an dieser Stelle nicht verschwiegen werden, daß der Weg, der von den eben genannten Forschern mit so großem Erfolg beschritten wurde, auch schon von Lamont[2]) eingeschlagen worden war, doch gelang es diesem nicht, eine ausreichende Erklärung der aufgefundenen Resultate zu geben.

Erst die richtige Erkenntnis der Bedeutung der harmonischen Analyse des Barometerganges im allgemeinen, und insbesondere der einzelnen harmonischen Konstituenten, machten ein weiteres Eindringen in die wahre Natur des Phänomens möglich.

Allerdings hatten bereits Hallström und später Forbes und Kämtz sich zur Darstellung der Barometeroszillation einer trigonometrischen Reihe, der sogenannten Besselschen Formel bedient. Hallström verwendete die Reihe in der Form:

$$B_n = B + a \sin(n \,.\, 15^0 + v) + a' \sin(n \,.\, 30^0 + v') + a'' \sin(n \,.\, 45^0 + v'') + \cdots,$$

[1]) Hann, Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denkschrift d. kais. Akad. d. Wiss., Wien 1889. Angot, Étude sur la marche diurne du baromètre. Ann. du Bur. Cent. Mét. 1887. Erschienen 1889. Hr. Angot hat aus der vorstehenden Arbeit noch einige Stationen aufgenommen und dieselben in seine Diskussion einbezogen.

[2]) Lamont, Über die tägliche Oszillation des Barometers. Sitzungsber. d. Kgl. bayer. Akad., Februar 1862, S. 89.

worin B_n den der $n$ten Stunde (vom Mittage an gerechnet) entsprechenden Barometerstand bedeutet. B, a, a', a'', ..., v, v', v'', ... sind konstante Koeffizienten und Hilfswinkel. Für die genannten Forscher bedeutete aber diese Reihe nichts anderes als eine bequeme und kurze Darstellung des Barometerganges an einem Beobachtungsorte; andererseits, und dies wurde als Hauptvorzug gerühmt, gestattete die Besselsche Formel die leichte Interpolation der zumeist fehlenden Nachtbeobachtungen.

Lamont erkannte allerdings bald, daß jedem Gliede der trigonometrischen Reihe für sich eine bestimmte physikalische Bedeutung zukommt, doch konnte er sich von der Annahme eines kosmischen Einflusses auf das zweite Glied, das sogenannte Ebbe- und Flutglied, nicht freimachen.

Hann hat unzweideutig in seinem oben zitierten Aufsatze das Problem gekennzeichnet: „Die tägliche Barometerschwankung ist unstreitig ein komplexes Phänomen, das der Hauptsache nach aus einer doppelten täglichen Oszillation besteht, auf welcher eine einfache tägliche Oszillation aufgesetzt ist. Sie ist also zum größten Teile das Interferenzphänomen einer einmaligen und einer doppelten täglichen Welle. Es ist daher von größter Wichtigkeit, diese verschiedenen Perioden voneinander zu trennen und dann dieselben nach ihren Haupteigenschaften einzeln zu untersuchen."

Diese Trennung gelingt nun leicht durch die Anwendung der harmonischen Analyse, d. h. eben durch Darstellung der täglichen Barometerschwankung durch eine trigonometrische Reihe, in welcher der Barometerstand als Funktion der Tagesstunde erscheint. Schreiben wir die Reihe in der Form:

$$y = a_1 \sin(A_1 + x) + a_2 \sin(A_2 + 2x) + \cdots,$$

so stellt y, ausgedrückt in Millimeter, die Abweichung des Barometerstandes vom Tagesmittel dar, während x den entsprechenden Stundenwinkel der Sonne bezeichnet. Beschränken wir uns auf die zwei ersten Glieder, mit anderen Worten auf die harmonischen Konstituenten der einmaligen und der doppelten täglichen Druckwelle, so bedeuten die Koeffizienten a_1 und a_2 die Amplituden, die konstanten Winkel A_1 und A_2 die Phasenzeiten der beiden Bewegungsanteile. Geht man in der Analyse der Erscheinung des täglichen Barometerganges noch weiter und berechnet die harmonische Konstituente noch für das Dreifache des variablen Winkels, so findet man, daß diese Konstituente nur mehr sehr klein ist. Hann sagt auf S. 192, Anm. 1 seines Lehrbuches der Meteorologie (Leipzig 1901): „Die weitere Zerlegung der beobachteten täglichen Druckschwankung liefert wohl auch noch eine Welle von achtstündiger Dauer, die also dreimal im Tage abläuft, aber nur eine Amplitude von wenigen hundertstel Millimetern hat. Sie ist nur theoretisch von Interesse, weil diese kleine Amplitude sehr konstant ist und eine regelmäßige jährliche Periode hat. Auch deren Phasenzeit ist sehr konstant." Durch Vernachlässigung des Bewegungsanteiles mit achtstündiger Periode wird die tägliche Barometeroszillation nicht merklich entstellt.

Die bisherigen Untersuchungen haben ergeben, daß die ganztägige Oszillation des Luftdruckes großen örtlichen und zeitlichen Störungen unterliegt, da die Mehrzahl der meteorologischen Elemente der Hauptsache nach eine 24stündige Periode haben und den täglichen Barometergang mehr oder weniger beeinflussen. Es zeigen daher nahe gelegene Beobachtungsorte sowohl hinsichtlich der Amplitude wie der Phasenzeit der einmaligen, täglichen Oszillation sehr bedeutende Unterschiede, und

nur für sehr wenige Orte der Erde ist es bis jetzt möglich, den mit der geographischen Breite und mit der Jahreszeit regelmäßig variierenden Anteil der ganztägigen Druckwelle anzugeben. Hann[1]) nennt diesen Anteil die „normale“ ganztägige Barometerschwankung.

Die halbtägige Oszillation des Luftdruckes hingegen bildet den Hauptteil der Erscheinung und befolgt sehr einfache Gesetze. Die Eintrittszeiten der Extreme oder die Wendestunden sind auf der ganzen Erdoberfläche bis gegen den 60. Breitengrad fast genau dieselben: für das Maximum etwa 10^h vormittags und abends, für das Minimum etwa 4^h morgens und nachmittags. Amplitude und Phasenzeit bleiben durch den Wechsel der Witterung völlig unbeeinflußt. Die Amplitude der doppelten Druckwelle nimmt mit zunehmender Breite des Ortes gesetzmäßig ab. Hann[2]) leitet folgende Formel für diese Abnahme der Amplitude ab:

$$a_2 = 0.984 - 0.188 \sin \varphi - 0.978 \sin^2 \varphi.$$

Dr. A. Schmidt-Gotha[3]) hat für dieselbe Variation die Relation:

$$a_2 = (0.988 - 0.573 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi$$

gefunden, und in jüngster Zeit gibt Paul Jaerisch[4]) die Beziehung:

$$a_2 = 0.984 \cos^3 \varphi.$$

Wie aus den Kurven des Tableaus I (S. 18) ersichtlich, geben alle drei Formeln bis zu einer Breite von etwa 60° ziemlich übereinstimmende Werte. Wir werden später nochmals auf diese Darstellungen zurückkommen.

Außer mit der geographischen Breite ändert sich die Amplitude der doppelten Druckwelle auch mit der Seehöhe des Ortes. Hann[5]) hat den Nachweis erbracht, daß der bereits von J. A. Broun[6]) ausgesprochene Satz, wonach die Amplituden im Verhältnisse zum Barometerstand abnehmen, wenigstens in den Tropenzonen volle Richtigkeit besitzt. In den höheren Breiten allerdings scheint das Gesetz nicht mehr unbedingte Gültigkeit zu haben.

Auch an Küsten und Inseln ist die Amplitude a_2 gegen den normalen, der geographischen Breite und der Seehöhe entsprechenden Wert etwas vermindert und der Eintritt der Extreme ein wenig verzögert. Andererseits finden wir, daß wenigstens in niederen Breiten bis gegen den 40. Breitengrad hinauf die Amplituden kontinentaler Positionen gegen den Normalwert vergrößert erscheinen. Diese Erfahrung wird später den Ausgangspunkt einer wichtigen Schlußfolgerung bilden.

Über die Ursache der halbtägigen Luftdruckschwankung sagt Hann auf S. 148 seines Lehrbuches: „Die Schwierigkeit einer Erklärung derselben liegt darin, daß die tägliche Erwärmung der Atmosphäre eine ganztägige Periode hat und es überhaupt kein meteorologisches Element gibt, welches eine ausgesprochene halbtägige Periode mit erheblichen Amplituden besäße. Eine Gravitationserscheinung kann sie nicht sein (d. i. eine wahre atmosphärische Ebbe und Flut), weil ja sonst der Mond eine noch stärkere erzeugen müßte, eine solche Mondperiode aber nicht

---

[1]) Weitere Beiträge zu den Grundlagen für eine Theorie der täglichen Oszillation des Barometers. Sitzungsber. d. Wien. Akad. **92**, 73, Januar 1898.
[2]) Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denkschriften d. Wien. Akad. **55**, 76, Januar 1889.
[3]) Meteorol. Zeitschr. **25**, 185 (1890).
[4]) Ebenda **42**, 484, 1907.
[5]) Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denkschriften d. Wien. Akad. **55**, 70, Januar 1889.
[6]) Compt. rend. [Tome 76, p. 1534 (I. Sem. 1873)].

vorhanden ist.“ Damit müssen alle jene Erklärungsversuche fallen, welche dem Phänomen einen kosmischen Ursprung zuschreiben.

Als die einzige Theorie der Barometeroszillation kann heute nur jene von Margules gelten, welche auch wohl von der Mehrzahl der Meteorologen angenommen ist.

Der geistige Urheber dieser Theorie ist Lord Kelvin, der bereits im Jahre 1882 die doppelte tägliche Luftdruckschwankung als ein Resonanzphänomen zu erklären versuchte[1]).

Wenn man die tägliche Wärmeschwankung in gleicher Weise analytisch behandelt, wie die tägliche Barometerschwankung, so erhält man auch eine Temperaturwelle, die im Laufe des Tages zweimal abläuft. Die Amplitude dieser Doppelwelle ist aber sehr klein gegenüber der Amplitude der ganztägigen Wärmewelle. Andererseits ist bekannt, daß nach der harmonischen Analyse des täglichen Barometerganges die Amplituden der ersten und zweiten Konstituente sich gerade entgegengesetzt verhalten, wie die entsprechenden Amplituden der Wärmewellen, d. h. die Doppelschwankung des Luftdruckes erfolgt mit weitaus größerer Amplitude als die einmalige Schwankung. Indem Lord Kelvin auf dieses Mißverhältnis zwischen den Amplituden der Wärme- und Druckwellen hinweist, spricht er an dem angeführten Orte folgende Meinung aus: „Man muß die Atmosphäre als Ganzes betrachten und die Schwingungen mit Hilfe jener Formeln untersuchen, welche Laplace in der „Mécanique céleste“ für den Ozean entwickelt hat und welche, wie er zeigt, auch auf die Atmosphäre anwendbar sind. Wenn man bei der Berechnung der fluterzeugenden Kraft den Temperatureinfluß statt der Anziehung einführt und die dem ganztägigen und halbtägigen Gliede der Temperaturkurve entsprechenden Oszillationen verfolgt, wird man vermutlich finden, daß im ersten Falle die Periode der freien Schwingungen in der Atmosphäre viel weniger nahe bei 24 Stunden liegt, als im anderen Falle bei 12 Stunden, daß darum mit verhältnismäßig kleinem Betrage der fluterzeugenden Kraft die Druckschwankung im halbtägigen Gliede größer wird als im ganztägigen.“

In diesen Sätzen ist deutlich ausgesprochen, daß zur weiteren Begründung einer Theorie der Barometeroszillation die Frage nach den freien Schwingungen der Atmosphäre zu lösen ist.

Lord Rayleigh ist wohl zum ersten Male diesem Problem näher getreten, hat jedoch in seinem Aufsatze: „On the Vibrations of an Atmosphere“[2]) die Frage nur für eine ruhende Erde und bei Abwesenheit von Reibung behandelt. Er findet für diejenige freie Schwingung der Atmosphäre, welche auf jedem Parallelkreise ein Maximum und im Abstande von 180° ein Minimum des Luftdruckes erzeugt, eine Periode von 23.8 Stunden, für jene Schwingung aber, welche durch zwei Maxima und zwei Minima des Luftdruckes auf jedem Breitenkreis gekennzeichnet ist, eine Dauer von 13.7 Stunden. Dieses Ergebnis würde die von Lord Kelvin ausgesprochene Ansicht über die Ursache der Doppeloszillation als unwahrscheinlich verwerfen, da die Dauer der freien Schwingung der Atmosphäre mit einem Maximum und einem Minimum des Luftdruckes auf dem Parallelkreise viel näher bei 24 Stunden liegt, als die Periode der freien Schwingungen mit zwei Maximis und zwei Minimis bei

---

[1]) On the thermo-dynamic acceleration of the earth's rotation Proc. R. S. Edinburgh **11**, 1882.
[2]) Phil. Mag., Serie 5, Vol. 29, Nr. 177, Februar 1890, S. 173.

12 Stunden. Erst Margules hat das Problem in größter Allgemeinheit für eine rotierende Erde und mit Berücksichtigung von Reibung gelöst[1]):

Zunächst löst Margules die Aufgabe für eine ruhende Erde, ohne Berücksichtigung von Reibung und unter Annahme zonaler Druckverteilung, d. h. unter der Voraussetzung, daß längs jeden Breitenkreises der Luftdruck der gleiche, in Richtung der Meridiane jedoch ein Gefälle vorhanden sei. Die Einführung der Erdrotation und Berücksichtigung der Reibung werden insbesondere bei den langandauernden Schwingungen der Atmosphäre sehr einflußreich, sind hingegen bei den kurzdauernden Schwingungen nur unbeträchtlich. Für unsere späteren Ausführungen ist insbesondere das Ergebnis von hohem Interesse, daß eine Schwingung, bei welcher Pole und Äquator als Knoten erscheinen, nahezu die Dauer eines halben Tages aufweist. Die genaue Zahl lautet 0.5165 Tage. Dieses Resultat ist eine wichtige theoretische Grundlage für Folgerungen, welche im weiteren Verlaufe dieser Abhandlung gezogen werden.

Läßt man die Bedingung der zonalen Druckverteilung fallen, nimmt also auch Gradienten längs der Breitenkreise an, so werden die freien Schwingungen viel komplizierter. Margules ordnet die große Zahl dieser Schwingungen in einzelne Klassen unter, wobei für die Ordnungszahl der Klasse die Anzahl der Punkte auf einem Parallelkreis maßgebend ist, in denen derselbe Maximalwert erreicht wird. Für eine ruhende Erde sind alle freien Schwingungen stehende Wellen, wozu noch stationäre Bewegungen kommen. In einer rotierenden Atmosphäre treten nur im speziellen Falle der zonalen Druckverteilung stehende Wellen und eine stationäre Strömung auf, im allgemeinen ergeben sich bei Annahme von Rotation nur wandernde Wellen.

Für unsere weiteren Zwecke ist in erster Linie die Welle zweiter Klasse, also die Welle mit zwei Druckmaximis auf dem Parallelkreise von Bedeutung. Für eine ruhende Atmosphäre ist dieselbe eine stehende Schwingung mit der Dauer von 16.2 Stunden.

Nimmt man eine rotierende Atmosphäre an, so erhält man eine westwärts fortschreitende Welle von 11.94 Stunden, eine ostwärts wandernde von 18.4 Stunden. Durch die Reibung wird die Schwingungsdauer der uns speziell interessierenden, westwärts wandernden Welle ein klein wenig vergrößert, bleibt aber jedenfalls nahe bei zwölf Stunden. Für die westwärts fortschreitende Welle erster Klasse, also mit einem Maximum auf dem Breitenkreise, ergibt sich als Schwingungsdauer 13.9 Stunden.

Nach diesen Ergebnissen ist nun der Effekt zu untersuchen, den eine durch die Atmosphäre schreitende Temperaturwelle auf den Barometergang hervorbringt.

Zerlegen wir den täglichen Temperaturgang in eine Summe von Temperaturwellen:

$$A_1 \sin(W_1 + x) + A_2 \sin(W_2 + 2x) + A_3 \sin(W_3 + 3x) + \cdots$$

und den täglichen Barometergang analog in eine Summe von Druckwellen:

$$B_1 \sin(V_1 + x) + B_2 \sin(V_2 + 2x) + B_3 \sin(V_3 + 3x) + \cdots,$$

so haben wir mit Margules in jedem einzelnen Gliede der zweiten Reihe den Effekt des entsprechenden Gliedes der ersten Reihe zu erblicken. Einer eintägigen Tempe-

[1]) Über die Schwingung periodisch erwärmter Luft. Wien. Sitzungsber. 1890, Bd. 99, Abt. IIa, S. 204. — Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale bei zonaler Druckverteilung, I. Teil. Wien. Sitzungsber. 1892, Bd. 101, Abt. IIa, S. 597; II. Teil, ebenda 1893, Bd. 102, Abt. IIa, S. 11; III. Teil, ebenda 1893, Bd. 102, Abt. IIa, S. 1369.

raturwelle entspricht eine eintägige Druckwelle und eine Temperaturwelle, welche am Tage zweimal abläuft, hat eine halbtägige Druckoszillation zur Folge usw. Wir haben also die doppelte Luftdruckschwankung unter allen Umständen als eine erzwungene Schwingung anzusehen, erzwungen durch die am Tage zweimal ablaufende Wärmewelle. Die Amplitude dieser erzwungenen Schwingung ist nun aber nicht nur abhängig von der Größe der Amplitude der Erregerwelle, sondern auch von der Beschaffenheit und den Dimensionen der Atmosphäre, mit anderen Worten, die Amplitude der erzwungenen Schwingung hängt davon ab, ob die Periode der erzwingenden Erregerwelle mehr oder weniger übereinstimmt mit der Periode der freien Schwingung der Atmosphäre. Weiter oben wurde gezeigt, daß die freie Schwingung mit zwei Maximis für die rotierende Erde viel näher bei 12 Stunden liegt, als die freie Schwingung mit einem Maximum bei 24 Stunden. Demnach wird die Atmosphäre viel eher dem Impuls einer Erregerwelle folgen, die eine zwölfstündige Periode aufweist, als dem einer ganztägigen Erregerwelle, und es ist nun leicht einzusehen, warum eine ganz geringe halbtägige Temperaturwelle genügt, um eine sehr große Druckwelle derselben Periode hervorzurufen.

Findet also in der Atmosphäre ein regelmäßiger Temperaturgang statt, der sich als eine Summe westwärts wandernder Wellen mit Perioden von 24, 12 ... Stunden darstellen läßt, so folgt aus den Berechnungen Margules', daß die ganztägige Druckwelle nur gering ausfällt, die halbtägige Druckwelle aber eine im Verhältnis zur entsprechenden Temperaturschwankung große Amplitude hat.

Im weiteren Verlaufe unserer Darstellung werden wir die Schwingung, welche unmittelbar durch die am Tage zweimal ablaufende Temperaturwelle in Richtung der Parallelkreise erregt wird, kurz die Margulesschwingung nennen.

2. Die synchrone Verteilung der Doppelwelle des Luftdruckes auf der Erdoberfläche.

Schon im Jahre 1890 hat Dr. A. Schmidt-Gotha in einem Briefe[1]) an Hann geäußert: „Ich glaube, Ihnen im vorigen Jahre geschrieben zu haben, daß die halbtägige Oszillation einen von der Lokalzeit unabhängigen Teil zu enthalten scheine, der zwar in niederen Breiten ziemlich zurücktrete, aber in der Nähe des Poles möglicherweise deutlicher sein dürfte, weil der von der Lokalzeit abhängige Hauptteil am Pol verschwinden muß.“ Daß nähere Untersuchungen über diese wichtige Frage bis heute nicht vorliegen, ist wohl eine Folge des empfindlichen Mangels an Beobachtungsmaterial aus den polaren Gebieten. Immerhin scheint heute der Existenznachweis einer von der Lokalzeit unabhängigen Schwankung in der Nähe des Nordpoles möglich. Dieser Nachweis läßt sich mit größter Aussicht auf Erfolg jedenfalls dadurch führen, daß man die ganze Doppeloszillation des Luftdruckes auf der Erdoberfläche in Universalzeit, z. B. Zeit des Greenwicher Meridians darstellt, wobei das abweichende Verhalten der polaren Gebiete gegenüber den niederen und mittleren Breiten unmittelbar zum Ausdruck kommen muß.

Wir können die weiter oben für die Darstellung des täglichen Barometerganges angeführte Formel noch etwas abändern, indem wir den variablen Winkel x ersetzen durch das Produkt $15.h$, wo h von Mitternacht bis wieder Mitternacht die Werte 0 bis 23 durchläuft. Beziehen wir nun h ein für allemal auf Zeit des Greenwicher Meridians, so erhalten wir für diesen Meridian:

[1]) Meteorol. Zeitschr. 25, 182 (1890).

$$y = a_1 \sin(A_1 + 15h) + a_2 \sin(A_2 + 30h) + \cdots$$

Für einen beliebigen Meridian geht diese Formel über in:

$$y = a_1 \sin(A_1 + 15h + \lambda) + a_2 \sin(A_2 + 30h + 2\lambda) + \cdots,$$

worin λ für westliche Längen negativ, für östliche Längen positiv einzuführen ist.

Beschränkt man sich nur auf die sogenannte zweite harmonische Konstituente, so ist man mit Hilfe der Gleichung

$$y' = a_2 \sin(A_2 + 30h + 2\lambda)$$

imstande, eine in Gr. M. T. synchrone Verteilung der Doppelwelle des Luftdruckes über einem beliebigen Teile der Erdoberfläche aus vorliegenden Beobachtungen zu geben.

Es wurden aus dem zur Verfügung stehenden Beobachtungsmaterial 128 Stationen auf dem festen Lande und 62 Positionen auf den Ozeanen zur Verwendung bei Konstruktion der Karten ausgewählt, wobei neben günstiger Lage insbesondere noch die Länge der Beobachtungsreihe und bei den Festlandstationen auch die Seehöhe des Ortes ausschlaggebend war.

Aus dem „Challenger Report“ wurden zehn Stationen der hohen nördlichen Breiten entnommen, für welche die harmonischen Konstituenten erst zu berechnen waren. Wir stellen in folgender Tabelle diese Stationen mit den nötigen Angaben und samt den Rechnungsergebnissen zusammen:

Station	φ	λ	h m	Beobachtungsjahre	Termin	a_1	A_1	a_2	A_2
Bergen	60.4	5.3 E	15.2	$2^1/_6$	stündlich	0.144	67.5	0.081	99.9
Port Clarence[1])	65.1	165.5 W	—	1	„	0.211	46.1	0.103	43.8
Chamisso Island	66.2	161.8 „	—	1	„	0.122	21.1	0.093	59.0
Hudson Strait	66.5	86.9 „	—	1	zweistündlich	0.090	102.2	0.045	231.3
Princess Royal	72.8	117.9 „	—	1	„	0.072	352.8	0.058	290.9
Port Leopold	73.8	90.2 „	—	1	„	0.116	61.0	0.137	300 3
Mercy Bay	74.1	117.9 „	—	$1^2/_3$	„	0.103	3.3	0.050	324.7
Griffith Island	74.6	95.3 „	—	1	„	0.132	355.2	0.056	236.6
Wellington Channel . .	75.5	92.2 „	—	1	„	0.057	187.3	0.047	258.9
van Rensselaer Harbour .	78.6	70.6 „	—	$1^1/_2$	stündlich	0.066	103.2	0.063	208.1

Großes Vertrauen darf den berechneten Werten der harmonischen Konstituenten wohl nicht entgegengebracht werden. Die Beobachtungsreihen sind für so hohe Breiten viel zu kurz, außerdem waren natürlich bei der Interpolation der zweistündigen Beobachtungen Fehler nicht zu vermeiden.

Wie bereits an früherer Stelle erwähnt wurde, erleidet die Amplitude a_2 der Doppeloszillation mit der Seehöhe eine Änderung nach der Formel:

$$\frac{a_0}{a_h} = \frac{b_0}{b_h}.$$

a_h bedeutet die Amplitude der doppelten Barometeroszillation, b_h den mittleren Barometerstand in der Höhe h, während a_0 und b_0 sich auf das Meeresniveau beziehen. Nur für sehr wenige Orte waren die zur Durchführung der Reduktion erforderlichen Konstanten in den Quellenwerken vollständig gegeben. Zumeist mußte b_0 aus den mittleren Isobarenkarten des Jahres für das Meeresniveau entnommen werden, während die Werte b_h für die Mehrzahl der Stationen in den Tabellen des mittleren Luftdruckes im „Challenger Report, Vol. II, Physics and Chemistry, Table V, p. 58—107 zu finden waren.

Es wurden nun Karten der synchronen Verteilung der Doppelwelle des Luftdruckes für die Stunden 12, 2, 4, 6, 8 und 10 entworfen und zwar je eine Karte in Merkators Projektion und eine zweite in Polarprojektion. Außer den Nullinien

[1]) Monat August interpoliert.

wurden die Kurven für eine Abweichung vom Mittelwerte um 2, 4, 6, 8 und 10 Zehntel des Millimeters gezeichnet (Fig. 1a, 1b, 2a, 2b usw. auf Seite 12 bis 15 dieser Abhandlung).

Ganz allgemein zeigen die kartographischen Darstellungen, daß vier aufeinander folgende Zonen abwechselnd positiver und negativer[1]) Abweichung die niederen und mittleren Breiten der Erde bedecken, von welchen jede längs des Äquators eine Erstreckung von rund 90 Längengraden aufweist. Das ganze System vollführt innerhalb 24 Stunden in der Richtung von E nach W eine Bewegung um die ganze Erde. Dabei läuft vor dem Meridian, über welchem jeweils die Sonne kulminiert, eine Zone positiver Abweichungen her, deren Maximum ungefähr 30° westlich vom Kulminationsmeridian liegt. Dasselbe gilt für den um 180° abstehenden Meridian, dessen Ortsuhren Mitternacht zeigen. Es entspricht dies dem Eintritte zweier Luftdruckmaxima um etwa 10^h vormittags bzw. abends in Ortszeit. 60 Längengrade hinter dem Mittags- und Mitternachtsmeridian folgen dann die höchsten Werte der negativen Abweichungen, mit anderen Worten, Minima des Luftdruckes treten um 4^h nachmittags bzw. morgens ein. Daß mit der Entfernung vom Äquator gegen die Pole die absolute Größe der Abweichungen immer kleiner wird, braucht eigentlich nicht erwähnt zu werden; es ist dies eine Folge der gesetzmäßigen Abnahme der Amplitude a_2 mit zunehmender geographischer Breite.

In der bereits weiter oben zitierten Abhandlung von Margules, „Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale“, III. Teil, untersucht der Autor den Einfluß der Reibung auf Luftwellen, welche durch Temperaturschwingungen oder durch periodische Kräfte entstehen. Im Beispiele 4 dieser Arbeit wird die Untersuchung für die erzwungene Welle zweiter Klasse in der rotierenden Schale unter Berücksichtigung der Reibung durchgeführt, wobei die Umlaufsdauer der Welle gleich 24 Stunden gesetzt wird. Die Amplitude der erregenden Doppelwelle der Temperatur ist hierbei am Äquator zu 1° angenommen. Die graphische Darstellung des Rechnungsresultates zeigt mit unseren Kartenbildern im allgemeinen völlige Übereinstimmung. Daß gewisse Merkmale der von Margules theoretisch abgeleiteten Wellenzüge, wie z. B. das Voreilen der Wellen am Äquator und an den äquatornahen Breiten gegen W, in unseren Darstellungen nicht oder nur in einzelnen Fällen zum Ausdruck kommen, ist leicht aus der Unvollkommenheit des Beobachtungsmaterials zu erklären, das der Konstruktion unserer Karten zugrunde liegt.

Häufig zeigt sich auf unseren Karten die Erscheinung, daß die Kurven in der Nähe der Kontinente oder über größeren Inselgruppen viel geringere Abstände aufweisen als über den weiten Flächen der Ozeane. Wir haben bereits weiter oben erwähnt, daß auf Inseln und an Küsten die Amplitude a_2 gegen den normalen, der geographischen Breite entsprechenden Wert vermindert und der Eintritt der Extreme verzögert ist. Beide Tatsachen wirken zusammen, die erwähnte Erscheinung hervorzurufen.

Neben diesen nur nebenbei gewonnenen Gesichtspunkten war das Ergebnis der Untersuchung für die arktischen Gebiete von besonderem Interesse. Sind auch die Resultate der Aufzeichnungen wegen der kurzen Dauer und der Lückenhaftigkeit der Beobachtungen in bezug auf die Größe der Amplitude a_2 nur von geringer Zuverlässigkeit, so konnte doch andererseits für die überwiegende Mehrzahl der Stationen mit auffallender Übereinstimmung nachgewiesen werden, daß der Ablauf der doppelten

[1]) Die Kurven, welche in den Gebieten mit negativen Werten verlaufen, sind gestrichelt.

Druckwelle nicht nach der Ortszeit des betreffenden Beobachtungspunktes erfolgt, wie dies an allen Stationen der niederen und mittleren Breiten so ausnahmslos der Fall ist. Für die Stunden 10, 12 und 2^h (Gr. M. T.) zeigen die Stationen nördlich des 70. Parallelkreises positive Werte, für die Stunden 4, 6 und 8^h dagegen negative Werte der Abweichungen. In der beigegebenen Tabelle I finden sich die Eintrittszeiten der Extreme von 19 arktischen Stationen, sowohl in Ortszeit, als auch in Zeit des Greenwicher Meridians zusammengestellt.

Tabelle I.

Beobachtungsdauer in Monaten	Termine	Station	Geogr. Breite	Geogr. Länge	Maximum Ortszeit	Maximum Gr. M. T.	Minimum Ortszeit	Minimum Gr. M. T.
5	24	Nordgrönland	82° 27′	61° 22′ W	6	10*	12	4*
24	24	Fort Conger	81 44	64 45 „	$7^1/_4$	$11^1/_2$	$1^1/_4$	$5^1/_2$
12	24	Polarisbai	81 36	62 15 E	$7^1/_2$	$11^1/_2$	$1^1/_2$	$5^1/_2$
10	24	Polhem	79 50	16 4 „	$12^1/_4$	$11^1/_4$	$6^1/_4$	$5^1/_4$
18	24	van Rensselaer Harbour	78 37	70 35 W	8	$12^3/_4$	2	$6^3/_4$
12	24	Cap Thordsen	78 28	15 42 E	12	11	6	5
7	24	Polarishaus	78 18	72 51 W	$6^1/_4$	11	$12^1/_4$	5
12	12	Wellington Channel	75 31	92 10 „	$6^1/_2$	$12^1/_2$	$12^1/_2$	$6^1/_2$
12	12	Griffith Island	74 34	95 20 „	7	$1^1/_4$*	1	$7^1/_4$*
12	12	Sabine Island	74 32	18 49 „	10	$11^1/_4$	4	$5^1/_4$
20	12	Mercy Bay	74 06	117 55 „	$4^1/_4$	12	$10^1/_4$	6
12	12	Port Leopold	73 50	90 12 „	5	11	11	5
22	24	Ssagastir	73 23	124 5 E	$7^1/_2$	$11^1/_2$	$1^1/_2$	$5^1/_2$
12	12	Princess Royal	72 50	117 55 W	5	1	11	7
12	24	Nowaja Semlja	72 23	52 43 E	$2^1/_2$	11	$8^1/_2$	5
22	24	Point Barrow	71 17	156 40 W	$12^3/_4$	$11^1/_4$	$6^3/_4$	$5^1/_4$
12	24	Karasee	71 12	60 00 E	$3^1/_2$	$11^1/_2$	$9^1/_2$	$5^1/_2$
12	24	Jan Mayen	70 59	8 28 W	$10^1/_2$	$11^1/_4$	$4^1/_2$	$5^1/_4$
$3^1/_2$	24	Europ. Nordmeer	70 00	0 0	$11^3/_4$	$11^3/_4$	$5^3/_4$	$5^3/_4$

Abgesehen von den beiden Stationen Nordgrönland und Griffith Island, tritt an sämtlichen Beobachtungsorten das Maximum zwischen 11 und 1^h, das Minimum zwischen 5 und 7^h (Gr. M. T.) ein.

In Nordgrönland wurden die Beobachtungen während der Monate November und Dezember 1875, Januar, Februar und März 1876 angestellt; dieselben umfassen also vorzugsweise die Wintermonate. Hann[1]) veröffentlichte nun für die beiden Polarstationen Point Barrow und Ssagastir nachfolgende Werte der Amplituden und Phasenzeiten der harmonischen Konstituenten während der einzelnen Jahreszeiten:

Point Barrow. 22 Monate, 1882/84, stündlich, 71° 17′ NBr., 156° 40′ WL., $h = 5$ m.

	A_1	A_2	a_1	a_2
Winter	105° 17′	83° 51′	0.098	0.107
Frühjahr	68 49	52 57	0.124	0.095
Sommer	280 24	78 16	0.070	0.093
Herbst	74 46	47 29	0.081	0.083
Jahr	78 44	64 58	0.064	0.092

Ssagastir. 22 Monate, 1882/84, stündlich, 73° 23′ NBr., 124° 5′ EL., $h = 0$ m.

	A_1	A_2	a_1	a_2
Winter	111° 45′	246° 57′	0.132	0.077
Frühjahr	138 35	218 8	0.103	0.088
Sommer	109 40	228 3	0.135	0.044
Herbst	126 54	215 15	0.099	0.093
Jahr	120 11	225 56	0.115	0.074

An beiden Stationen beträgt der Winkel A_2, welcher die Phasenzeit der Doppeloszillation darstellt, für den Winter etwa 19° mehr als für das Jahr, was einer Verfrühung der Eintrittszeiten der Extreme von etwas mehr als einer halben Stunde

[1]) Untersuchungen über die tägliche Oszillation des Barometers. Denkschr. d. k. Akad. Wien, Januar 1889, S. 105.

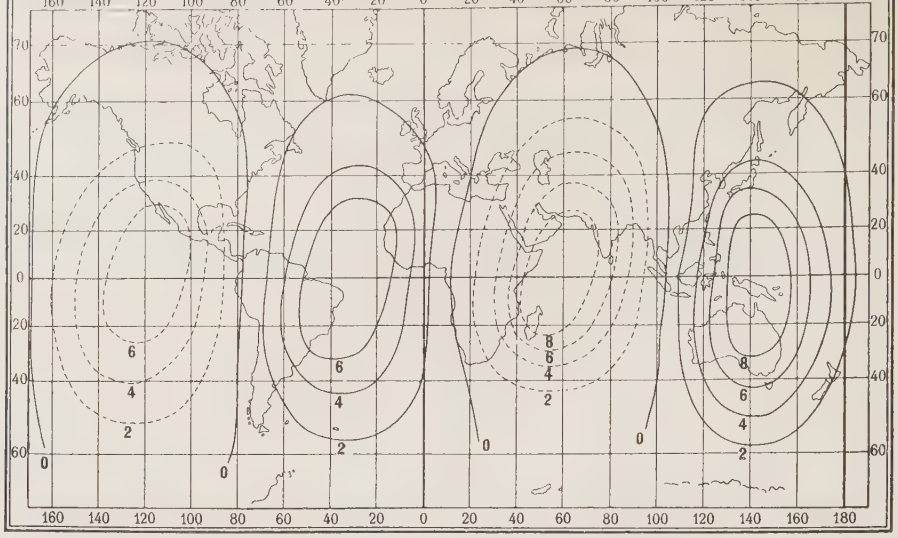


Fig. 1a. Doppelwelle des Luftdruckes, 12 Uhr.

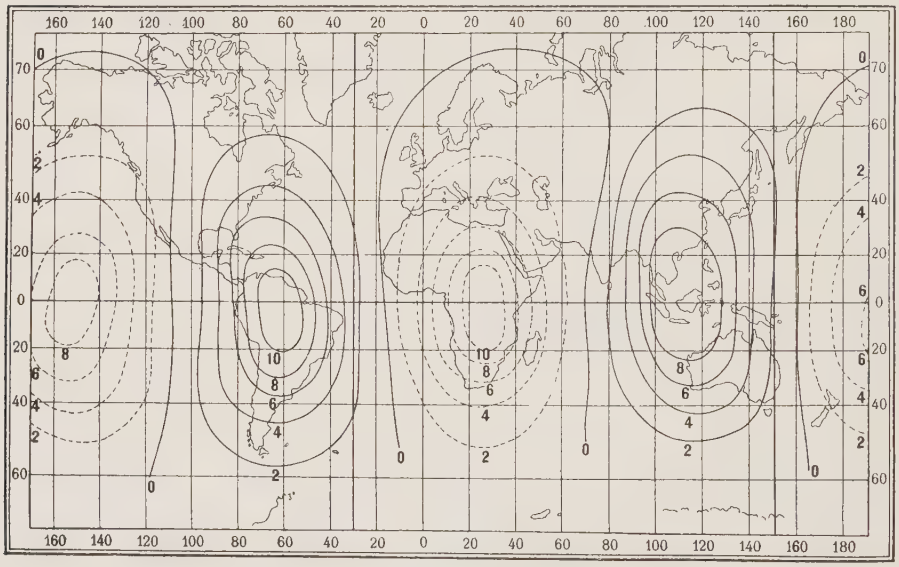


Fig. 2a. Doppelwelle des Luftdruckes, 2 Uhr.

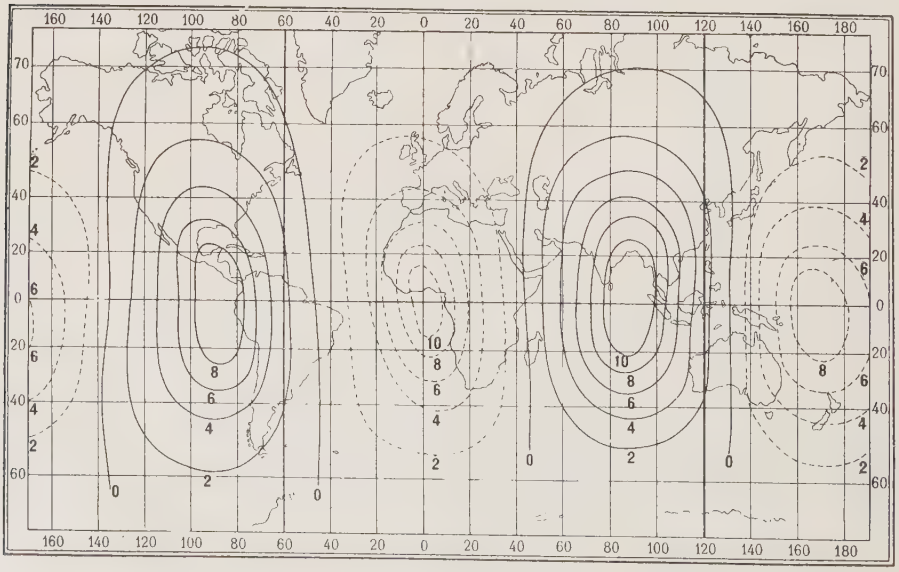


Fig. 3a. Doppelwelle des Luftdruckes, 4 Uhr.

Die Kurven, welche in den Gebieten mit negativen Werten verlaufen, sind gestrichelt.

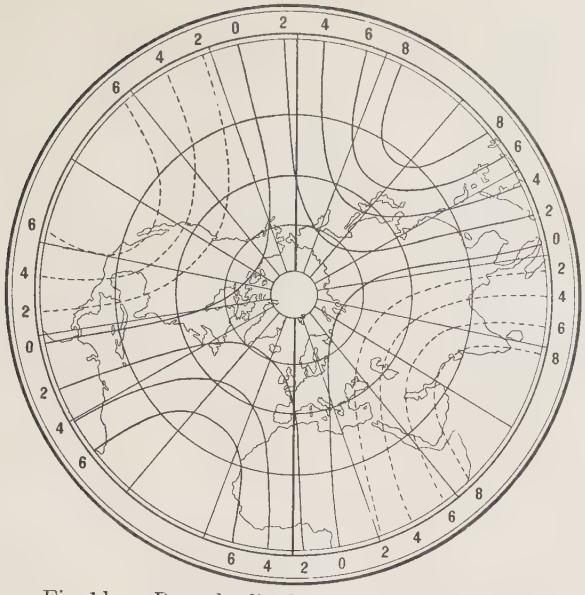


Fig. 1 b. Doppelwelle des Luftdruckes, 12 Uhr.

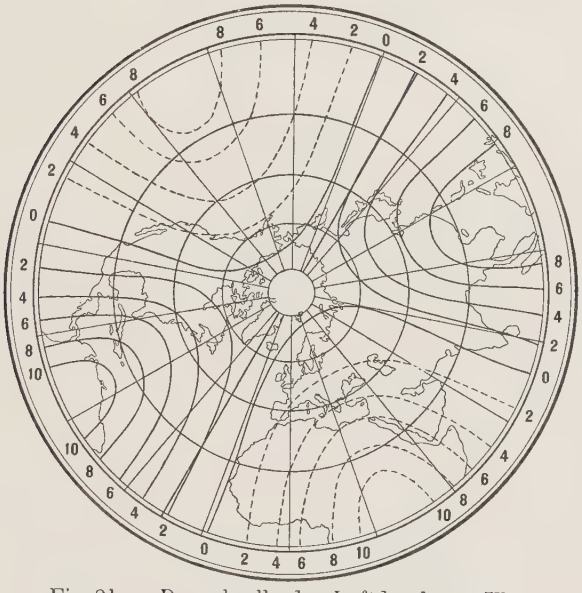


Fig. 2 b. Doppelwelle des Luftdruckes, 2 Uhr.

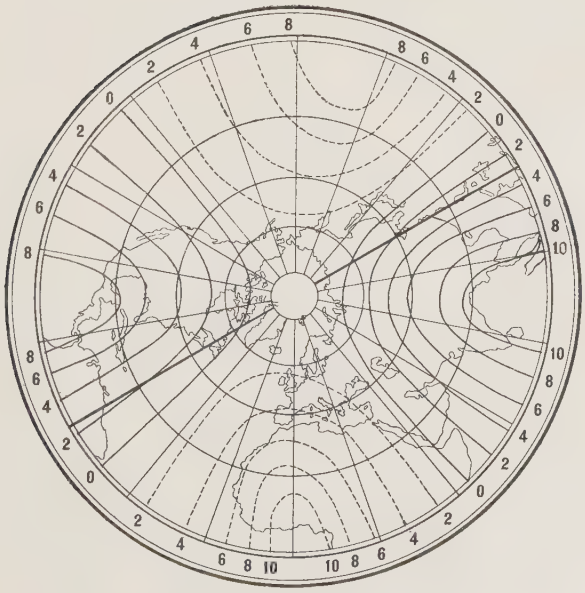


Fig. 3 b. Doppelwelle des Luftdruckes, 4 Uhr.

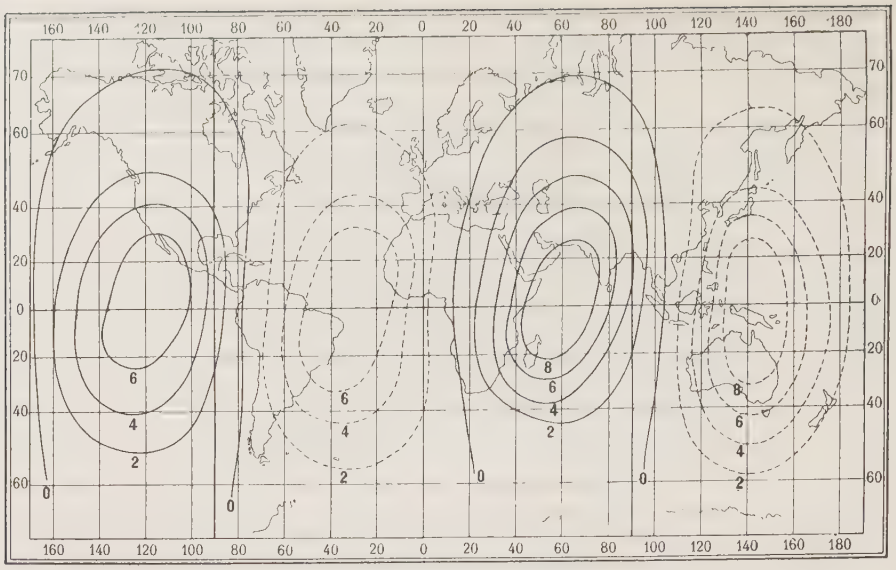


Fig. 4a. Doppelwelle des Luftdruckes, 6 Uhr.

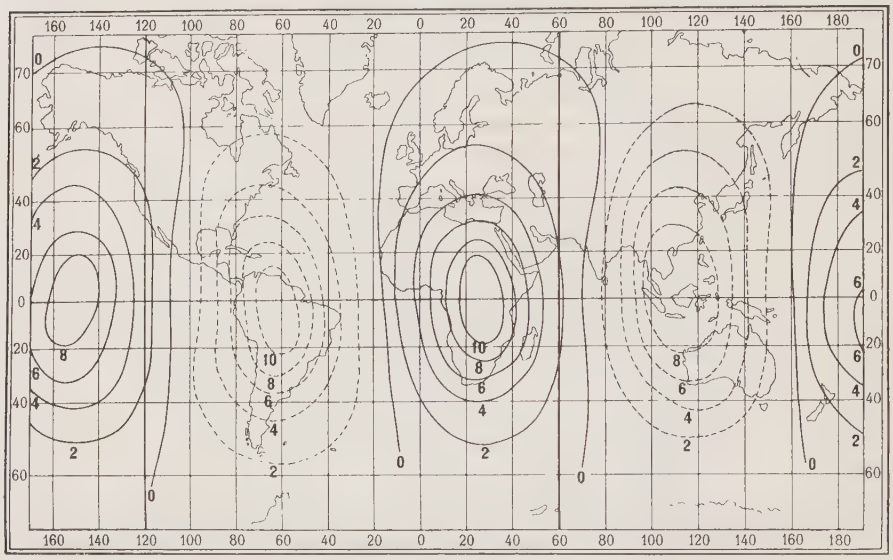


Fig. 5a. Doppelwelle des Luftdruckes, 8 Uhr.

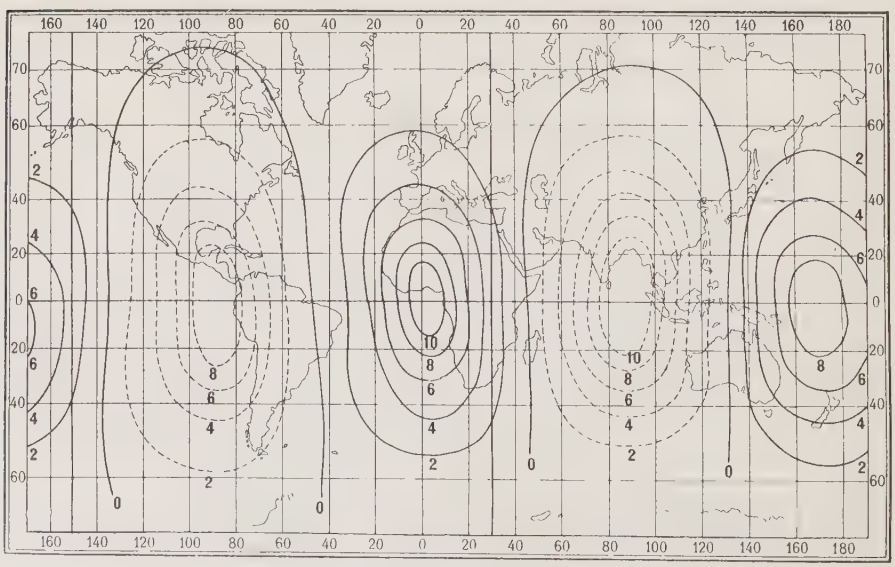


Fig. 6a. Doppelwelle des Luftdruckes, 10 Uhr.

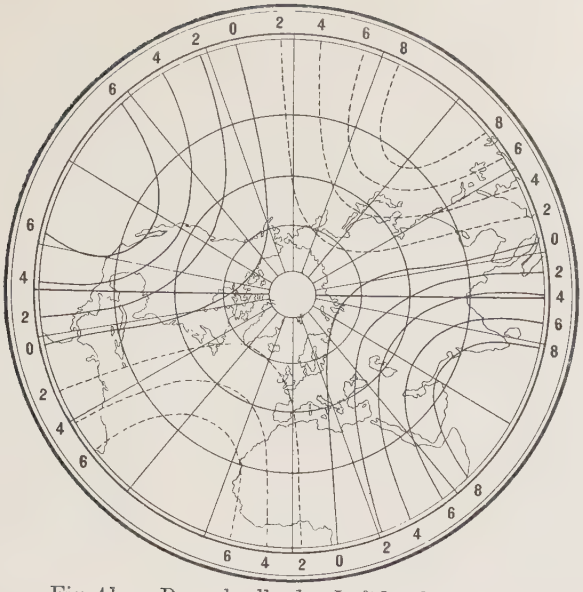


Fig. 4b. Doppelwelle des Luftdruckes, 6 Uhr.

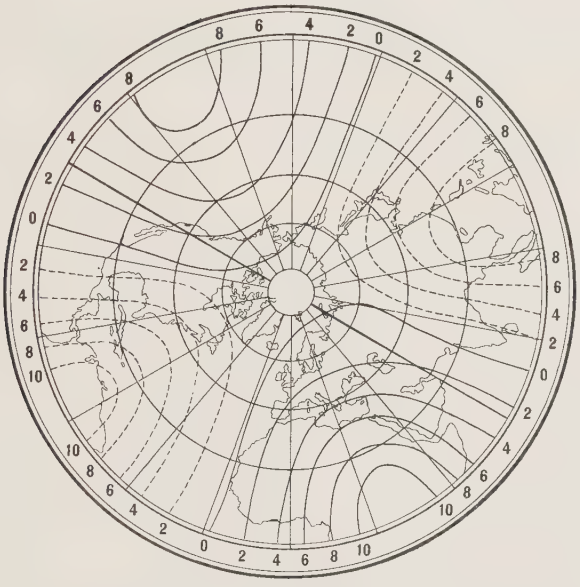


Fig. 5b. Doppelwelle des Luftdruckes, 8 Uhr.

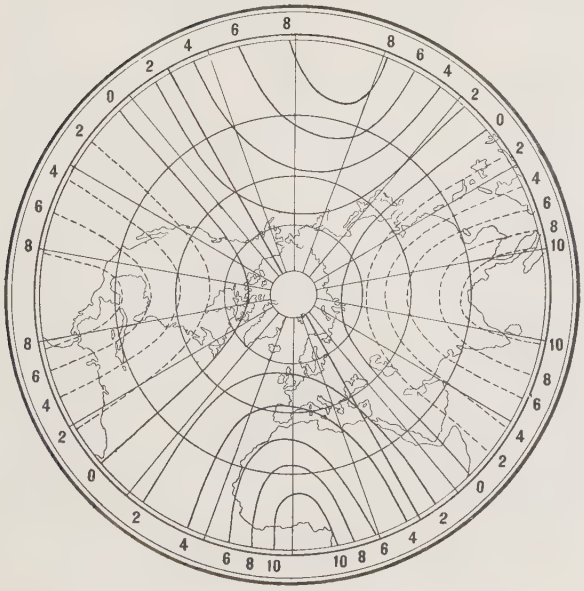


Fig. 6b. Doppelwelle des Luftdruckes, 10 Uhr.

entspricht. Wenden wir eine entsprechende Korrektion auf die Phasenzeit von Nordgröndland an, so wäre der Eintritt des Maximums auf etwa $10^1/_2$, jener des Minimums auf etwa $4^1/_2$ (Gr. M. T.) anzusetzen. Jedenfalls sind die Ergebnisse der harmonischen Analyse der Luftdruckbeobachtungen zu Nordgrönland nicht direkt mit den Resultaten der übrigen Stationen vergleichbar.

Für die Mehrzahl der Beobachtungsorte unserer Tabelle liegen aber die Eintrittszeiten (Gr. M. T.) der Extreme noch innerhalb viel engerer Grenzen. An 14 Stationen, das sind nahezu 75 Proz., treten die Wendestunden zwischen 11 und 12 bzw. zwischen 5 und 6^h ein. Als mittlere Eintrittszeit des Maximums berechnen wir aus den Angaben dieser Stationen etwa 11^{20}, als mittlere Eintrittszeit des Minimums etwa 5^{20} (Gr. M. T.).

Im Meridian von Greenwich würde demnach die Doppelwelle des Luftdruckes in der Polarregion durch folgenden Ausdruck dargestellt:

$$y = a_2 \sin(110 + 2x).$$

Da für eine beliebige andere geographische Länge der Verlauf der Doppelschwankung in Gr. M. T. synchron sein soll, so können wir die Formel allgemein schreiben:

$$y = a_2 \sin[110 + 2(x - \lambda)],$$

wobei λ für westliche Längen wieder negativ, für östliche Längen positiv einzuführen ist. In anderer Form:

$$y = a_2 \sin(110 - 2\lambda + 2x).$$

In der Tabelle II stellen wir die nach dieser Formel berechneten und die aus den Beobachtungen durch die harmonische Analyse abgeleiteten Werte einander gegenüber.

Tabelle II.

Station	λ	A_2 beobachtet	A_2' berechnet	$A_2 - A_2'$	Zeitdifferenz Minuten
Point Barrow	156.7° W	69.2°	63.4°	5.8°	— 12
Mercy Bay	117.9 „	324.7	345.8	— 21.1	+ 42
Port Leopold	90.2 „	300.3	290.4	9.9	— 20
Polarishaus	72.9 „	264.8	255.6	9.2	— 18
Fort Conger	64.7 „	232.8	239.4	— 6.6	+ 13
Polarisbai	62.2 „	227.8	234.4	— 6.6	+ 13
Sabine Island	18.8 „	149.5	147.6	1.9	— 4
Jan Mayen	8.5 „	137.0	127.0	10.0	— 20
Europ. Nordmeer	0.0	92.1	110.0	— 17.9	36
Cap Thordsen	15.7 E	100.2	78.6	21.6	— 43
Polhem	16.1 „	80.4	77.8	2.6	— 5
Nowaja Semlja	52.7 „	19.1	4.6	14.5	— 29
Karasee	60.0 „	338.0	350.0	— 12.0	24
Ssagastir	124.1 „	225.9	221.8	4.1	— 8

Das negative Vorzeichen in der letzten Spalte der vorstehenden Tabelle entspricht einer Verfrühung, das positive einer Verzögerung der Eintrittszeiten der Extreme gegen die als normal angenommenen Wendestunden.

Die bedeutendsten Abweichungen zeigen Mercy Bay mit einer Verspätung von etwa dreiviertel Stunden und Cap Thordsen mit einer Verfrühung von gleichem Betrage. Für die überwiegende Mehrzahl der Stationen beträgt die Zeitdifferenz weniger als eine halbe Stunde.

Das wichtige Resultat der bisherigen Untersuchung würde sich folgendermaßen aussprechen lassen. In den arktischen Gebieten findet eine Druckschwankung statt, welche allenthalben nach Universalzeit abläuft und (in Greenwicher Zeit) um 11^{20} vormittags und nachts Maxima, um 5^{20} nachmittags und morgens Minima aufweist. Die Amplitude der Oszillation ist nur gering und beträgt im Durchschnitt etwa $^1/_{10}$ mm.

3. Versuch einer physikalischen Begründung der polaren Phasenzeit.

Professor Dr. Emden sprach dem Verfasser gegenüber die Ansicht aus, daß dieser Synchronismus der Druckschwankung im Polargebiete auf die Existenz einer zweiten, periodischen, halbtägigen Schwingung der Atmosphäre hindeute, welche in Richtung der Meridiane vor sich gehe und wies auf die Möglichkeit hin, die Phasenzeit dieser Schwingung zu bestimmen.

Dr. A. Schmidt[1]) hat allerdings bereits im Jahre 1890 in einem Briefe an Hann eine diesbezügliche Vermutung geäußert, ohne jedoch seinen daselbst ausgesprochenen Gedanken weiter zu verfolgen.

Die theoretische Grundlage für das Vorhandensein einer halbtägigen Schwingung der Atmosphäre in Richtung der Meridiane ist, wie wir weiter oben gezeigt haben, von Margules gegeben worden. Auf S. 7 dieser Abhandlung berichteten wir, daß sich die Dauer der freien Schwingung der Atmosphäre längs der Meridiane, mit Schwingungsknoten an den Polen und am Äquator, zu 0.5165 Tagen berechnet. Die Dauer der Schwingung, bei welcher immer ein Pol das Maximum des Druckes aufweist, wenn am entgegengesetzten Pol das Minimum eintritt, ergibt sich zu 0.8516 Tagen. Wir erkennen also, daß irgend eine Erregung, welche in halbtägiger Periode erfolgt, eine kräftigere Schwingung der Atmophäre in meridionaler Richtung sozusagen als Resonanzerscheinung auslösen muß, als dies eine Erregung von ganztägiger Periode hervorzurufen vermag.

Es soll nun im folgenden versucht werden, eine Erklärung für die im vorigen Abschnitte gefundene Phasenzeit der Meridionalschwingung der Atmosphäre zu geben.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die Amplitude der täglichen Temperaturschwankung über den ausgedehnten Kontinentalflächen bedeutend größer ist als über Gebieten mit ausgesprochen ozeanischem Klima. Wenn diese Erscheinung nicht nur für die Amplitude der Gesamttemperaturschwankung, sondern auch für die Amplitude der zweiten harmonischen Konstituente der Temperaturwelle nachgewiesen ist, so würde nach den obigen Ausführungen auch die Margulesschwingung über den Kontinentalflächen ihre größte Intensität erreichen. Diese Amplitude der zweiten harmonischen Temperaturkonstituente berechnet sich nun beispielsweise für das extrem kontinental gelegene Irkutsk zu 0.932° C, für die ozeanische, in nahezu gleicher Breite gelegene Station Valencia zu 0.308. Diese beiden Zahlen sprechen deutlich für die Richtigkeit der obigen Annahme.

Viel einfacher gelingt es aber, direkt den Nachweis zu erbringen, daß dort, wo die Margulesschwingung am ungestörtesten auftritt, also in den niederen Breiten, die Amplituden der Doppelwelle des Luftdruckes an kontinentalen Lagen größer, an ozeanischen Lagen kleiner gefunden werden als der für die betreffende Breite abgeleitete Normalwert der Amplitude.

Die auf Tableau I nach den Formeln von Hann, Schmidt und Jaerisch konstruierten Kurven stimmen bis zu 50° sehr genau miteinander überein und wir können jede derselben als Repräsentanten für die Veränderung der Amplitude der barometrischen Doppelwelle in niederen Breiten auswählen. Auf dem Tableau II ist die nach der Schmidtschen Formel sich ergebende Kurve gezeichnet und zugleich sind im gleichen Maßstabe, in dem die Kurve gehalten ist, die Amplituden ausgesprochen kontinental und ozeanisch gelegener Stationen eingetragen. Die Darstellung ergibt mit großer Bestimmtheit, daß dort, wo die Margulesschwingung rein

[1]) Meteorol. Zeitschr. 1890, S. 181 u. 182.

auftritt, also zwischen dem 35. Grad südlicher und nördlicher Breite, die kontinentalen Stationen einen größeren, die ozeanischen Lagen einen kleineren Betrag zeigen, als der durch die Kurve dargestellte Normalwert der Amplitude in der betreffenden Breite beträgt. In höheren Breiten tritt diese Gesetzmäßigkeit nicht mehr hervor, eine Tatsache, für welche wir bald eine Erklärung finden werden (vgl. S. 19).

Auch unsere Karten der synchronen Verteilung der Doppelwelle des Luftdruckes zeigen unmittelbar mit großer Regelmäßigkeit die Erscheinung, daß in den Meridianen, welche über ausgedehnte Kontinentalflächen verlaufen, die Margulesschwingung viel intensiver auftritt, als über solchen, welche in ihrer größten Erstreckung über Ozeane wegziehen.

Halten wir an der Tatsache fest, daß die Margulesschwingung über ausgedehnten Kontinentalflächen am intensivsten, d. h. mit relativ größter Amplitude auftritt, so

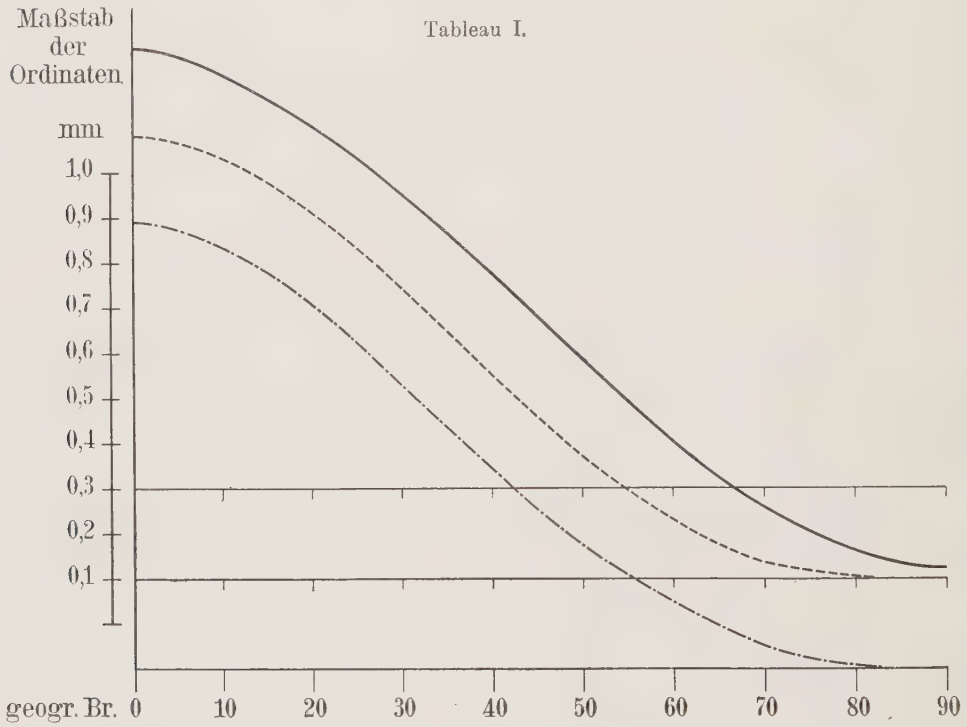


Tableau I.

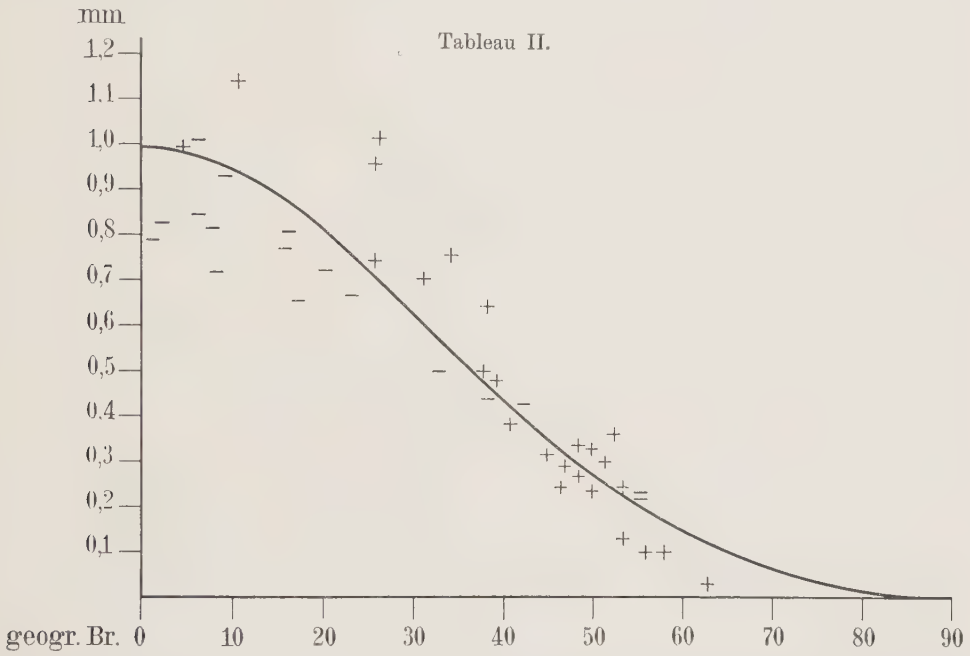
Änderung der Amplitude der Doppeloszillation mit der geographischen Breite.
——— Kurve nach Hann. ----- Kurve nach Jaerisch. —·—·— Kurve nach Schmidt.

werden auf der nördlichen Hemisphäre Innerasien und Zentralnordamerika die größten Schwingungsweiten aufweisen. Ist ein Einfluß dieser Schwingung auf die polaren Gebiete vorhanden, so wird sich derselbe in folgender Weise äußern: Die Erzeugung des Maximums über Innerasien wird eine Luftzufuhr aus der weiteren Umgebung, also auch aus den polaren Gebieten verlangen. Andererseits wird dem Eintreten des Minimums eine Luftabfuhr von den Kontinentalflächen nach der weiteren Umgebung, also auch nach den Polarzonen vorhergehen. Wir können also folgern, daß, wenn überhaupt ein Zusammenhang zwischen der Margulesschwingung und der Meridionalschwingung im Polargebiete besteht, dieselben in ihrer Phase gerade entgegengesetzt auftreten müssen. Im innersten Asien tritt nun in Universalzeit das Minimum der Margulesschwingung ungefähr um 10^h vormittags und nachts, das Maximum um 4^h morgens und nachmittags ein. (Vergleiche die zugehörigen Karten der synchronen Verteilung der Doppelwelle des Luftdruckes.) Dementsprechend würde

in den polaren Gebieten ein Luftdruckmaximum um 10^h, ein Minimum um 4^h stattfinden müssen. Das Zentrum des nordamerikanischen Kontinents weist in Universalzeit ein Minimum der Margulesschwingung um 11^h, ein Maximum um 5^h auf. Dies ergäbe für die Polarzone als Eintrittszeit des Maximums 11^h, als Eintrittzeit des Minimums 5^h.

Aus diesen Zahlen folgern wir für die Meridionalschwingung der Atmosphäre über der Polarkalotte eine Phasenzeit von 150 bzw. 120°, ein Resultat, das mit dem Ergebnis des vorhergehenden Abschnittes gut übereinstimmt.

Neben der primären Margulesschwingung, die als ein direkter Effekt der halbtägigen Temperaturwelle anzusehen ist, wird also in höheren Breiten noch eine in Richtung der Meridiane vor sich gehende Schwingung sozusagen als sekundäres Phänomen ausgelöst. Die Phasenzeit dieser Schwingung, die wir der Kürze halber



Die Kurve gibt für jede geographische Breite nach der Schmidtschen Formel die normale Größe der Amplitude der Doppeloszillation. In gleichem Maßstabe sind die Amplituden extrem kontinental (+) und maritim (—) gelegener Stationen eingetragen.

Polschwingung nennen wollen, ist nach dem Vorhergehenden durch die Verteilung von Wasser und Land auf der Erdoberfläche bestimmt.

Im Anhange dieser Abhandlung wird nachgewiesen werden, daß die Polschwingung mit wachsender Poldistanz an Intensität abnimmt und ungefähr unter 45° Breite verschwindet. Nördlich des 45. Breitenkreises gehören also die durch harmonische Analyse aus stündlichen Barometerablesungen gewonnenen Amplituden der Doppelwelle des Luftdruckes einer zusammengesetzten Schwingung an, zusammengesetzt aus der halbtägigen Margulesschwingung und der ebenfalls halbtägigen Polschwingung. Nur in den niederen Breiten sind also die Gesetze der Margulesschwingung rein zu erkennen, in höheren Breiten ist die Doppelwelle des Luftdruckes als komplexes Phänomen zu betrachten. Wenn also auf Tableau II von ungefähr 40° Breite ab die für die niederen Breiten deutlich nachweisbare Gesetzmäßigkeit der Größe der Amplituden nicht mehr vorhanden ist, so erklärt sich dies sehr leicht aus dem Umstande, daß nördlich vom 40. Breitengrad die Doppeloszillation des

Barometers nicht mehr durch die Margulesschwingung allein erzeugt wird, sondern eine Interferenzerscheinung ist (vgl. S. 18).

4. Anhang.

Nachdem nun für die höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre die Existenz zweier gleichzeitiger Schwingungsarten, von denen eine, die Margulesschwingung, längs der Breitenkreise, die andere, die Polschwingung, längs der Meridiane erfolgt, hinreichend sicher erwiesen erscheint, drängt sich sofort die Frage nach der Größe der beiden Schwingungsanteile bzw. deren Amplituden auf. Die Behandlung dieser Frage wurde absichtlich in Gestalt eines Anhanges gegeben, da die mangelhaften Beobachtungen an den Stationen der hohen Breiten nur recht unsichere, zahlenmäßige Resultate erwarten ließen.

Der Anteil der Margulesschwingung läßt sich, wenn x auf Ortszeit bezogen wird, darstellen durch

$$b \sin (155 + 2x),$$

der Anteil der Polschwingung, der nach Universalzeit x' variiert, durch

$$c \sin (110 + 2x').$$

Drücken wir den Anteil der Polschwingung auch in Ortszeit aus, so ergibt sich:

$$c \sin (110 - 2\lambda + 2x),$$

wobei λ wieder die geographische Länge bedeutet und für östliche Längen positiv, für westliche Längen negativ einzuführen ist.

Aus der Interferenz dieser beiden Schwingungen entsteht die an den einzelnen Orten tatsächlich beobachtete Gesamtschwingung, welche durch den Ausdruck

$$a \sin (A + 2x)$$

gegeben ist.

Es besteht die Gleichung:

$$a \sin (A + 2x) = b \sin (155 + 2x) + c \sin (110 - 2\lambda + 2x).$$

Durch Elimination von x erhält man nach einigen einfachen Umformungen:

$$a \sin A = b \sin 155 + c \sin (110 - 2\lambda),$$
$$a \cos A = b \cos 155 + c \cos (110 - 2\lambda),$$

worin nur noch b und c unbekannt sind.

Aus diesen beiden Gleichungen erhält man für c und b folgende Bedingungen:

$$c = a \frac{\sin (155 - A)}{\sin (45 + 2\lambda)}; \quad b = a \frac{\sin (A - 110 + 2\lambda)}{(\sin 45 + 2\lambda)}.$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen ist es möglich, aus den bekannten Amplituden und Phasenzeiten der zweiten harmonischen Konstituente und aus der geographischen Breite der einzelnen Beobachtungsorte die Amplitude der Polschwankung und der Margulesschwankung zu berechnen.

Die Resultate dieser Berechnung sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Alle Stationen, die von vornherein unsicher schienen, wurden von der Berechnung ausgeschlossen. Tabelle III enthält unter der Rubrik a die Amplituden der Gesamtschwankung, unter der Rubrik c die Amplituden der Pol-, und unter b die Amplituden der Margulesschwingung von 14 Stationen nördlich des 70. Breitengrades.

Zunächst bemerkt man, daß die Polschwankung den Hauptteil der Erscheinung bildet, während die Margulesschwankung stark zurücktritt. Nur in Griffith Island

leitet sich für die Amplitude der Margulesschwingung ein beträchtlich zu großer Wert ab. Die mittlere Amplitude der Polschwankung wird aus den Ergebnissen von 13 Stationen (ohne Griffith Island) zu 0.084, jene der Margulesschwingung zu 0.024 erhalten.

Tabelle III.

	Station	φ	λ	h	a	c	b
1.	Fort Conger	81° 44′	64 45′ W	—	0.081	0.079	0.010
2.	Polarisbai	81 36	62 15 „	—	0.094	0.091	0.011
3.	Polhem	79 50	16 4 E	12	0.103	0.102	0.005
4.	van Rensselaer Harbour	78 36	70 35 W	—	0.063	0.051	0.044
5.	Cap Thordsen	78 28	15 42 E	77	0.095	0.080	0.030
6.	Polarishaus	78 18	72 51 W	—	0.096	0.092	0.015
7.	Wellington Channel	75 30	92 10 „	—	0.047	0.070	0.042
8.	Griffith Island	74 36	95 20 „	—	0.056	0.098	0.089
9.	Sabine Island	74 32	18 49 „	—	0.097	0.074	0.026
10.	Port Leopold	73 48	90 12 „	—	0.137	0.111	0.034
11.	Ssagastir	73 23	124 5 E	—	0.074	0.076	0.006
12.	Nowaja Semlja	72 23	52 43 „	—	0.068	0.097	0.035
13.	Point Barrow	71 17	156 40 W	—	0.092	0.092	0.009
14.	Jan Mayen	70 59	8 28 „	—	0.113	0.074	0.042

Tabelle IV.

1.	Bossekop	69 58	23 15 E	—	0.074	0.066	0.036
2.	Sodankylä	67 27	26 36 „	300	0.064	0.050	0.048
3.	Kinguafjord	66 36	67 19 W	—	0.095	0.091	0.026
4.	Hudson Strait	66 30	86 56 „	—	0.045	0.056	0.046
5.	Chamisso Island	66 12	161 46 „	—	0.093	0.094	0.024
6.	Port Clarence	65 6	165 30 „	—	0.103	0.101	0.067
7.	Godhaab	64 11	51 43 „	—	0.121	0.123	0.005
8.	Abo	60 28	22 18 E	—	0.125	0.055	0.108
9.	Bergen	60 24	5 20 „	15	0.081	0.081	0.009
10.	Helsingfors	60 10	24 57 „	12	0.107	0.077	0.084
11.	Nennortalik	60 7	45 15 W	—	0.149	0.085	0.077

Tabelle V.

1.	Petersburg	59 56	30 16 E	—	0.089	0.088	0.050
2.	Upsala	59 52	17 38 „	24	0.137	0.058	0.114
3.	Katharinenburg	56 49	60 35 „	272	0.086	0.020	0.105
4.	Moskau	55 46	37 40 „	156	0.081	0.052	0.094
5.	Makerstoun	55 35	2 32 W	65	0.205	0.041	0.172
6.	Dublin	53 23	6 21 „	7	0.231	0.042	0.194
7.	Barnaul	53 20	83 47 E	140	0.106	0.022	0.124
8.	Irkutsk	52 17	104 19 „	491	0.307	0.038	0.316
9.	Magdeburg	52 9	11 38 „	54	0.235	0.044	0.215
10.	Utrecht	52 5	5 7 „	13	0.220	0.065	0.176
11.	Oxford	51 46	1 16 W	—	0.249	0.019	0.262
12.	Greenwich	51 29	0 0	49	0.234	0.074	0.176
13.	Leipzig	51 20	12 33 E	119	0.216	0.051	0.177
14.	Nertschinsk	51 19	119 37 „	668	0.255	0.028	0.244
15.	Brüssel	50 52	4 21 „	56	0.242	0.041	0.216
16.	Prag	50 5	14 26 „	254	0.232	0.057	0.210

Tabelle VI.

1.	Paris	48 50	2 20 E	46	0.299	0.008	0.294
2.	Wien	48 12	16 21 „	200	0.306	0.074	0.282
3.	München	48 9	11 36 „	529	0 241	0.023	0.231
4.	Kremsmünster	48 4	14 8 „	390	0.268	0.041	0.253
5.	Klagenfurt	46 37	14 18 „	448	0.272	0.007	0.274
6.	Bozen	46 30	11 20 „	292	0.462	0.005	0.460
7.	Genf	46 12	6 9 „	405	0.342	0.030	0.356
8.	Aosta	45 44	7 20 „	614	0.433	0.012	0.439

Tabelle IV umfaßt 11 Stationen zwischen 60 und 70° NBr.; als mittlere Amplitude der Polschwingung ergab sich 0.080, als mittlere Amplitude der Margulesschwingung 0.048.

Tabelle V mit 16 Stationen zwischen 50 und 60° NBr. läßt als Amplitude der Polschwingung 0.046, als solche der Margulesschwingung 0.178 ermitteln. Faßt man die Stationen 1 bis 5 und 6 bis 16 dieser Tabelle zu eigenen Gruppen zusammen,

so erhält man der Reihenfolge entsprechend für die Amplituden der beiden Bewegungsanteile:

Zwischen 55 und 60°	0.052 bzw.	0.107
„ 50 „ 55	0.044 „	0.210

Aus Tabelle VI endlich entnehmen wir als mittlere Amplitude zwischen 45 und 50°:

Für die Polschwingung	0.025
„ „ Margulesschwingung	0.324

Bildet man aus den Stationen der Tabelle VI auch das Mittel der in Rubrik *a* stehenden resultierenden Amplituden, so erhält man 0.328.

In der Nähe des 45. Breitenkreises wird also die Luftdruckoszillation, welche als Folge der Polschwingung der Atmosphäre auftritt, verschwindend klein. Diese Tatsache läßt folgern, daß in diesen Breiten die Bewegungsgröße der in Richtung der Meridiane schwingenden Atmosphäre am größten ist, entsprechend einem Schwingungsbauch. Versuche, die Meridionalschwingung auch in den äquatorialen Breiten einwandfrei nachzuweisen, hatten nicht das gewünschte Ergebnis. Man muß eben bedenken, daß die Luftmenge, deren periodische Verlagerung die Meridionalschwingung ausmacht, bei der Strömung von den Polargebieten zum Äquator über eine immer größer werdende Fläche sich verbreitet, und daß andererseits bei umgekehrter Strömungsrichtung die Luftbewegung aus einem weit ausgedehnten Gebiet in ein relativ engbegrenztes erfolgt. Hieraus ergibt sich ohne weiteres, daß die Amplitude der Druckschwankung, welche als Folge der Meridionalschwingung der Luft auftritt, in den äquatorialen Gegenden bedeutend kleiner ausfallen muß als in den polaren. Zudem erreicht die Margulesschwingung in den äquatorialen Gegenden ihre größte Intensität, gegen welche die Meridionalschwingung verschwindend klein ausfällt.

Stellen wir unsere Rechnungsresultate nochmals übersichtlich zusammen, so erhalten wir:

	Amplitude der Polschwingung	Amplitude der Margulesschwingung
Nördlich des 70. Breitengrades . . .	0.084	0.024
Zwischen 60 und 70°	0.080	0.048
„ 55 „ 60	0.052	0.107
„ 50 „ 55	0.044	0.210
„ 45 „ 50	0.025	0.324

Wir enthalten uns, aus diesen Zahlen, die wir mit aller Reserve mitteilen, weitere Schlüsse zu ziehen. Es ist nicht möglich, aus den kurzen und lückenhaften Aufzeichnungen der Polarstationen sichere Zahlenwerte abzuleiten. Andererseits ist aber wohl anzunehmen, daß unsere Daten die allgemeine Größenordnung der Schwingungsamplituden in den zugehörigen Breiten richtig wiedergeben, und auch das Gesetz der Abnahme der Amplituden der polaren Schwingung mit wachsender Poldistanz mit großer Annäherung erkennen lassen.

Es soll hier nur kurz darauf hingewiesen werden, daß wahrscheinlich die Größe der Amplitude der Polschwankung variiert, je nachdem wir Orte betrachten, deren Meridiane in ihrer Fortsetzung hauptsächlich durch große Länderflächen verlaufen, oder solche, deren Meridiane in ihrer größten Erstreckung die Ozeane durchkreuzen. Und in weiterer Verfolgung dieses Gedankens ist anzunehmen, daß die Verhältnisse auf der südlichen Hemisphäre mit ihrer überwiegenden Wasserbedeckung ganz anders sich gestalten, als wir sie für die Nordhemisphäre angenähert ableiten konnten. Zur präzisen Lösung dieser Fragen ist unbedingt die Forderung lang andauernder und verlässiger Beobachtungen in hohen Breiten zu erheben.